



TITLE:

河海の結氷に就いて

AUTHOR(S):

野満, 隆治; 齋藤, 泰一

---

CITATION:

野満, 隆治 ...[et al]. 河海の結氷に就いて. 地球物理 1943, 6(2): 110-123

ISSUE DATE:

1943-08-25

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/178300>

RIGHT:

# 河海の結氷に就いて

理學博士 野 滿 隆 治  
齋 藤 泰 一

## I. 緒 言

酷寒地に於ける河川湖海の結氷は、或は水運を杜絶して冬季の交通に大障害を與へ、或は橋梁なき河川にも人馬は素よりトラックや戦車をも通航し得る利便をもたらず等、交通運輸乃至は軍事上に於てさへも看過すべからざる重要問題の一つである。にも拘らず、從來之を定量的に研究せるもの割合に少く、たゞ海の氷に就いては古くより Nansen, Mohn, Petterson, Stefan, Malmgren 等の研究を見るのであるが、河川の結氷に至つては、調査資料が甚だ少なかつた。特にアジア陸水の氷結に關しては、從來 Köhler<sup>(6)</sup>や Fickeler<sup>(7)</sup>の報文はあるが大體に於て定性的の記述に止まつて居る。

然るに近年北支で徐宗溥<sup>(8)</sup>が河北各河の氷期に關する調査報告を行ひ、侯封德<sup>(9)</sup>の黄河志第一篇氣象に其の要略を載せて居る。次で吉村信吉氏<sup>(10)</sup>は、支那事變中派遣軍が其の必要上から北支蒙疆の結氷狀況を調査した豊富なる資料を貰つて、之を整理し氷厚の分布狀態を圖示して、緯度が高く、標高が増すほど氷厚も亦増大することなどを示した。更に村上政嗣<sup>(11)</sup>氏は滿洲松花江のハルビンに於ける結氷現象を詳密に觀察調査して、一冬間の結氷進行を毎日毎日測定して眞とに貴重なる資料を提供したのみならず、松花江の解氷期日を豫測する方法をも講じた。かくて今や、河川の結氷に就いても相當豊富な定量的資料が整つた。

(1) Nansen: In Nacht u. Eis. Bd. I. (1895), 365.

(2) Mohn: The Norwegian North-Polar-Exp., 6, Meteorology (1905), 562.

(3) Petterson: Vega Exped. Vetenskapl. Iakttagel-Ser. 2, 314.

(4) J. Stefan: Sitzungsber. Kais. Akad. d. Wiss. Wien, A. 98 (1890), 965.

(5) F. Malmgren: The Properties of Sea Ice. Norw. North-Pol-Exp., 1 (1928) 1.

(6) G. Köhler: Der Hwang-ho, Eine Physiographie. Peterm. Mitt., Erg.-Heft, (1929), 203.

(7) P. Fickeler: Die winterlichen Eisbildung in Zentralasien. Peterm. Mitt. (1926), 247.

(8) 徐宗溥: 河北各河之冰期水文測量, 水利月刊 1(1931)。

(9) 侯德封: 黄河志第一編氣象(1937), 62。

(10) 吉村信吉: 北支に於ける河川湖沼の結氷狀態, 東亞研究所報告(昭和16年)。

(11) 村上政嗣: 松花江の凍結, 雪氷第3卷(昭和16年), 333。

ハルビンに於ける松花江解氷期日と其の豫想, 應用物理第11卷(昭和17年), 220。

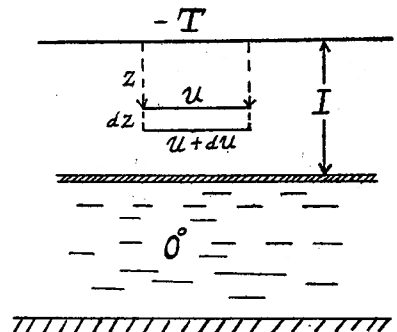
そこで筆者等は、是等の資料を一括して解釋算定すべき理論を立て、理論上の要求と實際の觀測がどの程度まで一致するかを検證せんと企て、本文を草した次第である。

## II. 河海結氷の理論

海氷の一年間に凍結する厚さは、北氷洋の眞中でさへ二三米にすぎず、數年たつても四五米を出でないといふことである。<sup>(12)</sup>然るに一方海水の溫度分布は勿論深さによつて變つて居るが、風波の強い寒海の表層數十米、少くとも十數米は殆んど均一溫度になつて居る。従つて結氷問題を考へるときには、海水の溫度は全部氷點になつて居ると見てよいであらう。又河川に於ても、水溫が常に上下均一に近いことは Jasmund<sup>(13)</sup>が初めて之に注意し、速水博士<sup>(14)</sup>は揚子江で之を裏書し、又筆者は黒川に於て上下のみならず水平的にも横斷面上總て均一に近いことを實證した。従つて冬季に向ひ氣溫が零下に降つて河水が凍結せんとする時以降、水面に氷がある間は河水溫を零度と見做してよいことが分る。村上氏の觀測<sup>(16)</sup>によつても、松花江の水溫は結氷期中常に零度になつて居た。

依つて今問題を簡單にするため、河川にせよ湖海にせよ水溫が氷點(河では $0^{\circ}\text{C}$ 、海では鹽分により $0^{\circ}\sim-2^{\circ}$ までの或溫度)になつて居る所に、氣溫が氷點下 $T$ 度に降りそれが一冬一定に維持される場合の理論を作らう。實際に於ては無論氣溫の變化はあるが、冬期の氷點下にある氣溫平均を以て $T$ 度と考ふれば、それで近似解は得られると思ふ。

**基本式と條件** 第1圖に於て、表面より下方に $z$ 軸をとり、水面に氷が張り出した瞬間を時間の原點とし、 $t$ 時後に氷が厚さ $I$ となつて居る場合、水中 $z$ 點に於ける溫度(氷點から測つた)を $u$ とする。さすれば、氷中の熱傳導の基本式は



(12) Krümmel: Handb. d. Ozeanographie. I (1907), 508.

(13) P. G. R. Jasmund: Fließende Gewässer, Handb. d. Ingenieurwissenschaften, Teil 3, Bd. I. (1935), 119.

(14) 速水頌一郎: 流體の擾亂運動による細粒子傳播の理論に就いて, 上海自然科學研究所彙報第4卷(1935), 119頁。

(15) 野滿隆治: 河川浮泥の水面條件と其の應用, 石本教授記念論文集(昭和17年); 野滿, 輕部, 川口: 河川の横斷面に於ける鹽分並に浮游砂泥の分布と横流, 本誌第6卷(昭和17年)16頁。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{x}{\rho c} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

である。茲に  $x$  は水の熱傳導率,  $\rho$  及び  $c$  は水の密度と比熱を表はす。

而して,  $u$  の境界條件としては, 當然表面では  $-T$  度であるし, 氷の下面では水と氷が接觸して居るから氷點( $0^\circ$  度とする)に等しい。即ち  $t$  の如何に關せず次式が成立つ。

$$\text{氷面條件} \quad |u|_{z=0} = -T \quad (2)$$

$$\text{氷底條件} \quad |u|_{z=I(t)} = 0 \quad (3)$$

次に氷結の基本式は, 氷面下底に於て上方に奪ひ去られる熱により, 融解潜熱  $L$  に應ずるだけ増厚するといふことを式にして,

$$L\rho \frac{\partial I}{\partial t} = x \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=I} \quad (4)$$

$$\text{但し 初期條件} \quad |I|_{t=0} = 0 \quad (5)$$

茲に  $\rho, x$  は水の密度及び熱傳導率で, 水のそれではない。人工製氷の場合の如く, 水が全く靜止して居る場合や, 湖海の如く水の流動はあつても極めて緩慢な場合には, 風波の影響を受けない氷底下の水は殆んど上下の混合がなく, 而も全部均一温度であるから, 水中には普通の意味の熱傳導は起らない。河川でも水温は常に上下均一であるから普通の熱傳導は當然考ふる必要はないが, 只その強い亂流によつて, 融解潜熱  $L$  以下の潜熱を一部奪はれながら未だ結氷するに至らないもの同士が互に混合して, (4)式の右邊に應ずる熱量の一部をそれで補給するかも知れぬ恐れがある。湖海の場合でも甚だ僅少なながら分子擴散によつて同様のことが起るかも知れない。若しそうであれば, (4)式の代りに

$$L\rho \frac{\partial L}{\partial t} + \eta \left| \frac{\partial L'}{\partial z} \right|_{z=I} = x \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=I} \quad (4')$$

とすべきである。茲に  $\eta$  は分子的若くは亂流的交換係數,  $L'$  は零度の水が零度の氷以上に持つて居る潜熱を表はし  $0 \leq L' \leq L$  である。此の場合でも問題は解けるが, 本文では  $L'$  の項を無視して (4) 式を採用した。それは, 氷結の潜熱奪取は固體氷面に接する極々薄い層に限られ, 所謂分子作用の及ぶ範圍内に起る分子現象ではないかと考へられるからである。即ち殆んど潜熱を失つて固結しやうとする水は其の流動性が殆んどなくなるかも知れない。特に (4) 式を使つた結果が實測とよく一致することが後述の如くであるからである。尙此の點に關しては後に再論する。

解法 熱傳導微分方程式(1)は、例の如く

$$u = A + B\Phi\left(\frac{z}{2k\sqrt{t}}\right), \quad k = \sqrt{\kappa/\rho c} \quad (6)$$

によつて満足せられる。茲に  $A, B$  は積分常數、又  $\Phi$  は

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\mu^2} d\mu$$

の如き公算積分である。

然るに條件(2)によつて  $A = -T$ ,

又條件(3)より

$$|u|_{z=I} = A + B\Phi\left(\frac{I}{2k\sqrt{t}}\right) = 0 \quad (7)$$

然るに之は  $t$  の如何に關せず常に成立せねばならぬから、

$$\Phi\left(\frac{I}{2k\sqrt{t}}\right) = -\frac{A}{B} = \text{常數}$$

で、 $t$  に關係なき筈である。従つて  $\Phi$  の argument  $\frac{I}{2k\sqrt{t}}$  自身が常數なるを要し

$$I = \alpha\sqrt{t} \quad (8)$$

である。茲に  $\alpha$  は或常數である。

式(8)は明かに條件(5)を満足する。又(8)を(7)に代入し、且つ  $A = -T$  なるに注意すれば

$$\begin{aligned} B &= T/\Phi\left(\frac{\alpha}{2k}\right) \\ \therefore u &= -T \left\{ 1 - \frac{\Phi\left(\frac{z}{2k\sqrt{t}}\right)}{\Phi\left(\frac{\alpha}{2k}\right)} \right\} = -T \left\{ 1 - \frac{\Phi\left(\frac{\alpha}{2k} \cdot \frac{z}{I}\right)}{\Phi\left(\frac{\alpha}{2k}\right)} \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

となる。かくて常數  $\alpha$  さへ定まれば、(8)及び(9)によつて氷厚  $I$  も水中の溫度  $u$  も直ちに算定出来るわけである。

然るに常數  $\alpha$  は、(4)式に(8)(9)兩式を代入して得られる。即ち

$$L\rho \frac{\alpha}{2k} = \frac{x}{2k^2} \cdot \frac{T}{\Phi\left(\frac{\alpha}{2k}\right)} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-(x/2k)^2}$$

但し  $x/2k^2 = \rho c$  である。

此の式から  $\alpha$  が出るのであるが、直接  $\alpha$  を求める代りに

$$\xi \equiv \alpha/2k, \quad \text{従つて} \quad \alpha = 2k\xi = 2\sqrt{\frac{x}{\rho c}} \cdot \xi$$

$$\Phi_1 \equiv \frac{d\Phi(\xi)}{d\xi} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-(\alpha/2k)^2} \quad (10)$$

と置けば、上式は

$$\frac{2L}{c} \xi \frac{\Phi(\xi)}{\Phi_1(\xi)} = T \quad (11)$$

となる。 $\xi$  の種々の値に應ずる  $\Phi(\xi)$  と  $\Phi_1(\xi)$  とは數値表が既に出來て居るから、夫れによつて  $\alpha$  と  $T$  との關係が容易に算定出来る。

之で問題は解けたわけであるが、序でに結氷の速さ  $dI/dt$  を作つて見れば、(8)式より

$$\frac{dI}{dt} = \frac{\alpha}{2\sqrt{t}} = \frac{\alpha^2}{2I} \quad (12)$$

となり、 $I$  に反比例するから、氷厚の増加率は氷が厚くなるに従つて激減することが分る。

尙ほ特に、氣溫が夫れ程嚴烈でなく  $\xi = \frac{\alpha}{2k}$  が 1 に比して甚だ小さい場合には、 $\Phi(\xi) \div \frac{2}{\sqrt{\pi}} \xi$ ,  $\Phi_1(\xi) \div \frac{2}{\sqrt{\pi}}$  であるから(11)式は

$$\alpha^2 \div \frac{2x}{L\rho} T \quad (11')$$

従つて(12)式は

$$\frac{dI}{dt} = \frac{x}{L\rho} \frac{T}{I} \quad (12')$$

となり、結局水中の溫度勾配が常に上下兩端面の溫度差を氷厚で割つた商と見做し得ることを示す。一般には氣溫  $T$  が日により月によつて變化する實際の場合を嚴密に解くことは出來ないが、(12')が成立する程度の氣溫であれば、假令それが變つても

$$I^2 = -\frac{2x}{L\rho} \int_0^t T(t) dt \quad (13)$$

として解ける。而して  $t$  時間後の氷厚は其の間の平均溫度を使つて計算してもよいことが此の式より判る。

零下數十度の酷寒でも、後に示す如く  $\xi$  は比較的に小さい。従つて近似的には氣溫  $T$  を平均氣溫にとつて一定と見做したる上記理論は、實際の河海結氷にも相當よく適合すべきことが豫想せられる。Stefan も同じ様な問題を解いて居るが、吾々のものとは違つて居

る。但し第1次近似解は(13)式に一致して居る。

### III. 實用圖表

上記理論を實地に適用する際便利な様に、適當な圖表を作製して置く必要がある。本節の單位は總て c. g. s. と承知せられたい。

さて氷の比重は、純粹の氷では  $0^{\circ}\text{C}$  に於て 0.917 であるけれども、氣泡やブラインの爲め海水では種々の値が示されて居る。然しマカロフ<sup>(16)</sup>によれば平均的には 0.92 といふことである。又氷の溫度によつても多少の相違がある。然し實際の見地よりすれば、氷厚を三桁までも詳しく出すことは要求されないから、吾々は平均的に

$$\rho = 0.92$$

に取る。

氷の比熱も溫度によつて多少の差があり、 $0^{\circ}\text{C}$  で 0.487,  $-20^{\circ}\text{C}$  で 0.465 といふことであるが、吾々は其の平均

$$c = 0.475$$

を採用する。

水の凍結潜熱は、純粹の水では 80 カロリーであるが、海水では鹽分によつて随分違ふ。ペッターソン<sup>(17)</sup>によれば鹽分 10% から 40% の海水では次表の通りだといふ。

第1表 潜熱  $L$  と鹽分  $S$  との關係

鹽分 $S(\%)$	0	10	20	30	35	40
$L(\text{cal})$	80	67.5	60.5	54.5	52.0	49.5

また氷の傳導率は Landolt 表によれば、學者によつて大に異なる値を與へ、一群の學者 (Neumann, Straneo, Mitchel) は 0.005 を、他の一群の學者 (Forbès, de la Rive) は 0.0022 ~ 0.0023 を與へて居るから、孰れを取るべきか取捨に迷ふので、ステファン<sup>(18)</sup>は英國の北氷洋探檢に際し得られたる氷の觀測から逆算して見たところ、寧ろ後者に近い 0.0028 を得て居る。筆者も此の兩者の値を別々に採用して、上記理論による北支・蒙疆・滿洲の諸河川氷

(16) Makaroff: Jermak wa l'jedach. 395; Krummel: 前出 (12).

(17) O. Pettersson: Vega Exped. Vätenskapl. Iakttagelser, II, 314; Krummel, 前出 (12).

(18) 前出 (12).

結に適用して見たところ、矢張り  $x=0.005$  としては観測値よりも 4~5 割過大の氷厚を與へ、後者の値を採用すれば略ぼ實測値に等しい氷厚を與ふことを知つた。依つて茲には Stefan の結果をも參照し

$$x=0.0025$$

を採用する。

さうすると、(10)式より

$$\alpha=0.156\text{ }^{\circ}\text{C}$$

となり、(11)式の係数  $2L/c$  は鹽分  $S$  によつて次表の値となる。

第2表  $2L/c$  の 値

$S$ (%)	0	20	30	35	40
$2L/c$	387	255	230	219	208

従つて種々の  $\xi$  に對する  $\alpha$  及び  $T$  を計算して、第3表が得られる。

第3表  $T$  と  $\alpha$  との關係

$\xi$	$x=0.148\%$	$\Phi(\xi)$	$\Phi_1(\xi)$	$F=\frac{\xi\Phi(\xi)}{\Phi_1(\xi)}$	$T$				
					$S=0$	$S=20\%$	$S=30\%$	$S=35\%$	$S=40\%$
					$387F$	$255F$	$230F$	$219F$	$208F$
0	0	0	1.128	0	0	0	0	0	0
0.02	0.0029	0.0226	1.128	0.0004	0.134	0.102	0.092	0.088	0.083
0.04	0.0058	0.0451	1.127	0.0016	0.542	0.408	0.368	0.351	0.333
0.06	0.0087	0.0678	1.124	0.0036	1.213	0.918	0.828	0.789	0.749
0.08	0.0116	0.0901	1.121	0.0059	2.001	1.505	1.358	1.291	1.227
0.10	0.0144	0.1125	1.117	0.0101	3.40	2.58	2.32	2.22	2.10
0.12	0.0177	0.1348	1.112	0.0145	4.89	3.70	3.34	3.18	3.02
0.14	0.0203	0.1569	1.107	0.0198	6.61	5.05	4.56	4.34	4.12
0.16	0.0233	0.1790	1.100	0.0260	8.76	6.63	5.98	5.69	5.41
0.18	0.0261	0.2009	1.092	0.0331	11.12	8.45	7.62	7.25	6.89
0.20	0.0291	0.2227	1.084	0.0411	13.83	10.48	9.46	9.01	8.56
0.22	0.0316	0.2443	1.075	0.0500	16.85	12.75	11.50	10.95	10.40
0.24	0.0349	0.2657	1.065	0.0599	20.19	15.27	13.78	13.11	12.46
0.26	0.0377	0.2869	1.055	0.0708	23.86	18.05	16.28	15.50	14.72
0.28	0.0406	0.3078	1.043	0.0826	27.84	21.05	19.00	18.09	17.17
0.30	0.0435	0.3286	1.031	0.0958	32.28	24.41	22.03	20.97	19.92
0.32	0.0464	0.3491	1.019	0.1096	36.94	27.95	25.22	24.00	22.80
0.34	0.0492	0.3693	1.005	0.1244	41.92	31.75	28.64	27.26	25.90
0.36	0.0522	0.3893	0.991	0.1413	47.62	36.05	32.52	30.97	29.40
0.38	0.0547	0.4090	0.977	0.1592	53.65	40.60	36.64	34.87	33.13

此の表は又任意の氣温に應ずる  $\alpha$  を出すべき ( $T, \alpha$ ) 關係表と見ることが出来る。夫れを

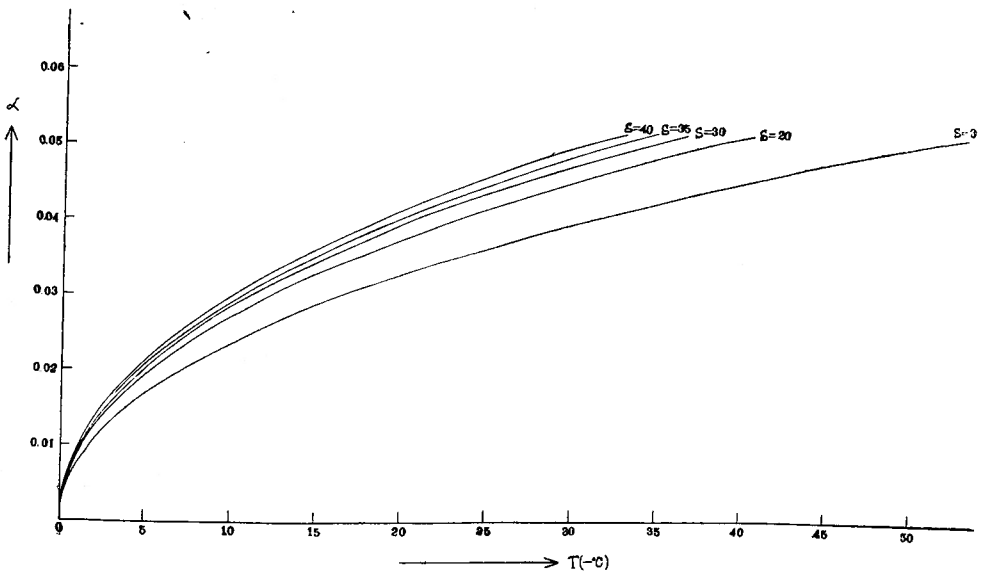


## 河海の結氷に就いて

一層實用に便するため、圖に描いて、第1圖 ( $T, \alpha$ ) 曲線を得る。

かくて任意の河海に於ける結氷期の氣溫觀測があれば、氷點以下になつて $t$ 時後の氷厚 $L$ は、それまでの平均氣溫から第1圖によつて $\alpha$ を求め、(8)式に代入すればよい。又氷溫分布は(9)式から求められる。

第1圖 ( $T, \alpha$ ) 曲線



## IV. 實地適用例

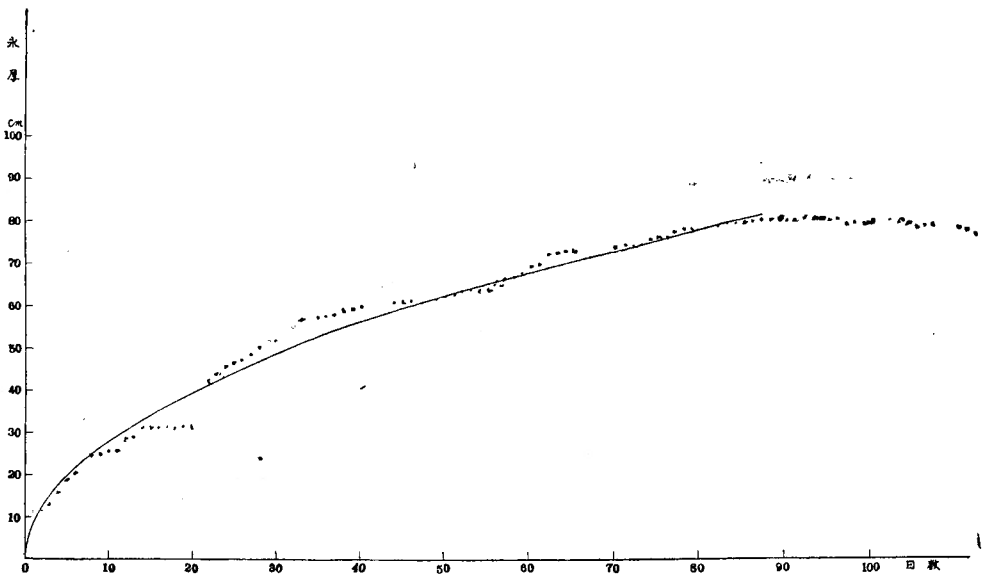
1). 松花江の結氷 <sup>(19)</sup> 村上氏によると松花江は毎年Ⅺ月初めに氣溫が $0^{\circ}\text{C}$ 以下に降ると間もなく水溫も $0^{\circ}\text{C}$ に達し、やがて河水には針狀の微小な氷が浮んで居るが未だ凍結には至らない。但し河岸には處により薄氷を見る。そして其等の薄氷は屢々破碎せられ流水によつて流送せられるから、河の凍封以前に數日間流水が続く。斯るときに氣溫が急降して吹雪を伴ふ様な日が來ると、一時に河面全體が結氷する。この初日の氷厚は10 cm 内外である。それが日を経るに従ひ次第に増厚して、一冬中に最厚80 cm 内外を示すといふ。而して氏は昭和15年Ⅺ月末から16年Ⅲ月末まで毎日松花江の一横斷線上6點の氷厚を測定して貴重な資料を提供した。但し初期20日程は氷厚が薄い爲、河の中央まで測りに行くは

(19) 前出(11)。

## 河海の結氷に就いて

危険であるから、河岸に近い一點のみの測定をしてある。第2圖は其の結果を圖示したものである。最初の20日ほどと其の後とが不連続になつて居るのは、既述の如く觀測點が初めは河岸近く一點であり、後には5點の平均が與へられて居るからである。

第2圖 松花江の結氷進行(昭和15/16年寒期村上氏觀測)



さて之を吾々の理論に適用する爲、 $\sqrt{t}$  が10, 20, ..., 100日になる日のIの觀測値から $\alpha$ を(8)式によつて求めると、 $\alpha=0.030$ を得る。此の値に應ずる $T$ を第2圖より出せば $T=13^\circ$ に當る。此の $\alpha$ を使つて(8)式を圖にすれば、第2圖の實線の様になり、實測と良く一致する。のみならず、同期間中村上氏が日日の最高及び最低氣溫を測つた結果を掲げて居るから、其の100日間の平均を取つて見ると $T=12.76$ となり、之も理論上の $T=13^\circ$ と殆んど一致する。かくて松花江の結氷觀測は吾々の理論に極めて良く適合することがわかる。

2). 北支蒙疆地方の河川凍結 次<sup>(19)</sup>に侯德封<sup>(20)</sup>及び吉村博士の北支及び蒙疆地方に於ける河川氷結に關する資料を、吾々の理論に對照して見よう。

侯德封の黃河志第一篇には第4表の如き5地點の氷厚が1918~1931年各冬の平均最厚値として掲げてある。然し不幸にして同地點に於ける同年間の氣溫觀測は與へてない。それで止むを得ず、之に近い地點の各月氣溫を同書卷末より拾ひ出し、封河後零點下にある

(20) 前出(9)。

(21) 前出(10)。

河海の結氷に就いて

日数と其の間の平均気温を計算して第4表の第2列から第4列に掲出した。但し気温の観測値は1930以降数年の平均値で、結氷観測期間と喰違つて居ることを注意して置く。

兎も角、これ等の資料で氷點下の平均気温に應ずる $\alpha$ を第1圖から求め、気温が氷點下になる期間と共に(8)式に代入して一冬の最大氷厚を算定する。第4表の第5及び7列は即ちその結果である。

第4表 河北省數地點の結氷狀況

結氷觀測地	三家店	通縣	雄縣	猷縣	臨清
気温觀測地	長辛店	北京	清苑	張家莊	夏清莊 津平
氷點下気温 日數 $t$	84	87	85	50	38
同期間平均 気温 $-T$	-2.5	-3.0	-2.8	-3.3	-1.2
$\alpha$	0.0127	0.0137	0.0134	0.0144	0.086
氷厚 $l$ (cm)	觀測	32	31	27	19
	計算	33.1	36.8	35.3	29.9
				19	18
				29.9	17.7

之を見ると、気温觀測の地點及び期間が結氷觀測のそれと違つて居る割合には、理論と實際とが合つて居ると云へよう。只多少實測よりも理論値が過大になる傾向がある様であるが、其の理由は後に説明したい。

次に吉村氏の集めた材料を同様にして検討しよう。此の場合には結氷觀測地點は94點

第5表 北支蒙疆各地の結氷狀況

(各列數字の上は昭和13/14年冬, 下は14/15年冬)

結氷觀測地	兗州	濟南	沙河	孟縣	臨汾	延慶	懷來	張家口	清水河	岱岳鎮	應縣	涼城
河湖	泗河	黃河	沙河	秀水河	汾河	嬌水	清水河	紅河	桑乾河	大海		
気温觀測地	徐州	濟南	彰德	石門	臨汾	北京	太原	張家口	大同	厚和	百靈廟	
氷點下 気温 日數 $t$	20日	50	60	60	50	80	90	110	110	110	150	
	20日	30	30	80	80	80	90	100	110	110	150	
同期間 平均 気温 $(-T)$	-1.8	-2.2	-1.2	-3.1	-2.6	-4.3	-4.5	-5.8	-7.4	-8.3	-10.0	
	-2.0	-3.3	-2.7	-2.2	-2.9	-3.9	-5.5	-7.2	-8.2	-9.2	-9.8	
$\alpha$	0.0107	0.0117	0.0088	0.0136	0.0127	0.0164	0.0167	0.0191	0.0214	0.0228	0.0248	
	0.0114	0.0144	0.0131	0.0118	0.0134	0.0157	0.0181	0.0210	0.0224	0.0241	0.0245	
氷厚 計算 $l$	13.9cm	24.3	19.1	32.0	26.4	42.5	45.7	58.7	65.9	70.4	89.2	
	14.7cm	23.1	21.1	30.5	34.7	40.8	49.4	61.8	69.0	74.0	87.8	
觀測 $l$	15cm	20	20	23	50	30	45	70	50	30	100	150
	12cm	30	30	30	20	50	45	106	60	50	40	90

の多きに及ぶが、残念ながら気温観測地點が僅かに 15 點しかなく、而も兩種の観測地點が同一なるは唯 2 點で、一般には非常に離れてゐるのが多く、従つて利用し得るのは 12 地點にすぎず、而も多少無理と思はれるものさへ止むを得ず選擇採用したものもあるが、その代り観測期間は気温も結氷も同年である強味がある。第 5 表にそれ等の観測値と理論計算値とを對照した。

此の表に於ても、理論値は大體に於て観測値に一致すると云つてよい。特に氷厚と気温の観測地が同一なるか或は極めて近い場合に然りである。表中に括弧をかけた二地點は、氷厚又は気温の観測點が近所になから、非常に離れては居るが目的地點を略ぼ同等距離に挟んだ二地點を撰んだ意味である。

3). 海水の年凍結量 海水の一冬に凍結する厚さは、北氷洋の眞中でさへも 2~3 米を超えぬといはれる<sup>(22)</sup>。果して然るべきか否かを檢するため、岡田武松博士や Schott<sup>(23)</sup> の著書から北氷洋の気温及鹽分を求め、吾々の理論に適用して見た。尙ほ序に日本附近の寒海に就きても同様の計算を試みた。其の結果は第 6 表の様になり、北氷洋上の海水は一年に 2~3 米程度の凍結をなすべきことが知られた。同じ氷が數年かゝつても、 $\sqrt{t}$  に比例して増厚するだけであるから、割合には増厚せず、4~5 年を経ても 4~5 米内外を出でないだらうことも想定される。ベーリング海やオホツク海では 1 米足らずの氷しか出來ぬのではあるまいか。記して後日の實證を待ちたい。勿論風波によつて氷塊が折り重なり群氷 (Pack

第 6 表 海水の一年凍結量

海 區		北 氷 洋		ベーリング海		オホツク海	シベリア陸地酷寒部
		大陸側	中 央	中 央	海峡附近		
気温 (°C)	七月	+2	?	+8	+8	+8	+14
	一月	-40	-60?	-8	-15	-8	-44
	-T	-20	-30	-4	-6	-4	-18
鹽 分 (‰)		30	35	32	32	32	0
$\alpha$		0.042	0.051	0.0195	0.0233	0.0195	0.033
氷點下の月數		10	10	6	7	6	8
計算氷厚 (cm)		218	265	77	100	77	151

(22) 前出(12)。

(23) 岡田武松：氣象學(昭和 4 年)。

(24) G. Schott: Geographie d. Stillen u. Indischen Ozeans. (1935).

ice)をなすものは、之よりも遙かに厚いものが存在するであらう。

序に、シベリア陸地の酷寒部に於ける河湖凍結量をも推算併記して置いた。

4). 海中の氷温垂直分布 Mohn<sup>(25)</sup> 及び Malmgren<sup>(26)</sup> の實測した氷温の内、最寒期に於けるものは第7表の通りであるが、之を(9)式の檢證に使つて見たい。

第7表 氷温垂直分布

(モーシ)	深さ (cm)	I 月 氷 温		(マ ル ム グ レ ン)	深 (cm)	II-III 月 氷 温	
		實 測	計 算			實 測	計 算
	0	—	-28.0		0	-30.9	-29.5
	40	-23.9	-24.1		25	-26.9	-26.8
	120	-16.1	-16.4		75	-21.3	-21.8
	200	-10.6	-9.2		125	-16.5	-16.7
					200	-9.6	-9.8

此等の數値を圖に描いて、其の趨勢から表面の水温と氷厚とを判斷し、それに應ずる  $\alpha$  を第2圖より求める。夫れによつて  $z/I$  の各値に對する氷温  $u$  を(9)式によつて算定する。かくして二三回の trial により最も實測に近い値を採用し、第7表中に併記して置いた。

以上を通覽するに、靜水と考へ得べき湖海の方が理論式に一層よく適合し、流水たる河川では實測値よりも理論値が幾分大きく出る傾向を示すやうである。然し之はさもあるべきことで、河川に於ては亂流の爲め上下を掻き混ぜる作用が強く、水温が常に上下均一となる位であるから、気温が零下に降つても表層だけが氷點に降下することなく下底まで冷却して、全部が殆んど同時に  $0^{\circ}\text{C}$  となるまでには相當日數を要するのである。その上、愈々凍結が始まつても、村上氏の觀察にもある様に最初は氷片が浮いてアイスクリーム状となつて流下し去り、又河岸に薄氷が張る程度の頃までは流勢によつて屢々破碎せられ、氷塊が流下して所謂「封河前の流水」を形成する。この間が又數日も續くといふことである。従つて愈々河に氷面が形成せられる迄に出來た氷といふものは、實測氷厚の内には算入されて居ないわけである。かような理由によつて河川の最大氷厚が吾々の理論値よりも多少薄くなるのは當然で、其の傾向は水深が深く流勢が急なるものほど著しくなるべきことも推定せられる。

然し、氷底下で 80 カロリーに足らざる潜熱の一部を奪はれた水同志が亂流によつて其

(25) 前出(2)。

(26) 前出(5)。

の残りの潜熱を交換せんとする作用は、實際的には考へぬでもよい様である。何故ならそれを度外視した理論式が略ぼ實測に一致するからである。蓋し、氷底下の結氷の進行は、固體氷面に接する極めて薄い層内の潜熱奪取によるもので、恐らく分子作用の働く分子現象であらう。而も潜熱の全部を失はないまでも、それに近い潜熱をとられて固結に今一息といふ水は、未だ液體ではあつても固體に近い流動性の極めて弱いものではあるまいか。是等の點は物性の機微に觸れる問題で、俄かに斷定は出來ないが、記して物理學者の判斷に俟つ。要するに氷結といふ現象は普通の熱傳導とは異なり、一時に多量の熱を奪取されるのであるから、固體氷面の極めて薄い層に局限せられるものとの見解に立つて、吾々の理論を組立てた次第である。でも多少の疑問がないわけではないから、何とか結氷河川の各深度の水を採取して、其の間に潜熱含有量に差ありや否やを實測して見たいとは思つて居る。

## V. 結 論

以上吾々は

- 1). 河海の結氷を支配する最大原因を氣溫の降下と見て、結氷進行の理論式を作つた。それによると、氷厚は結氷開始後に於ける氣溫の氷點下にある日數の平方根に反比例して増進する。其の比例常數を $\alpha$ とすれば、 $\alpha$ は結氷期間の平均氣溫(氷點下)によつて算定される。特に其の氣溫が左程嚴烈でない範圍内では、 $\alpha$ は氣溫の平方根に比例すると見てよい。
- 2). 以上の計算に便する爲、氣溫とそれに應ずる $\alpha$ の關係を表及び曲線に作つて置いた。之によつて平均氣溫さへ與へらるれば、直ちに $\alpha$ が出る。
- 3). 北支・蒙疆・滿洲の多數河川及び諸海區の結氷觀測結果を、吾々の理論式によつて検討した。充分満足すべき一致を示すのである。従つて
- 4). 結氷觀測が行はれて居ない地區に於ても、氣溫の觀測があるか、若くは世界氣溫の等溫線圖等によつて其の地の冬期平均氣溫と氷點下の期間が判定出來る場合には、其の最大氷厚も極めて容易に推定し得ることとなつた。軍事上、寒地作戰などに當つては相當利用の途があると信ずる。
- 5). 理論式は靜水と見得べき湖海に一層よく適合し、流水たる河川には僅かながら過大

の値を與へる傾向がある。其の理由は、亂流交換によつて結氷初期に於ける水溫降下に餘分の日數を要することと、「封河前の流水」なる現象が示す如く薄氷は流水によつて破壊流送せられて其の場に残らぬ爲だと考へられる。又之が川でも流速や深さが氷厚に影響する理由の主なるものと考へられる。

6). 潜熱の全部ではなく一部を奪はれてまだ液體である水も考へられるが、左様なものは氷底面に接する極めて薄層に限り分子作用範圍の程度と判定した。即ち氷結の進行は分子現象で、亂流などの機械的なマクロ作用では影響がない様である。何故なら、その影響を度外して作つた理論が實測とよく一致するからである。但し此の點は後日更に研究を進めたいものである。

本研究は日本學術振興會第21小委員會の費用によつて遂行したものである。記して深謝の意を表する。